

Title	2次元正方格子イジングスピン系の T_c 近傍におけるスピ ンクラスターの生成と成長(磁性体における新しいタイプ の相転移現象,研究会報告)
Author(s)	長谷田, 泰一郎; 小沢, 哲
Citation	物性研究 (1986), 46(4): 467-474
Issue Date	1986-07-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/92172
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

2次元正方格子イジングスピン系の T_c 近傍におけるスピクラスファクト
生成と成長

茨城大学 工学部 長谷田泰一郎, 小澤 哲

S1. 零磁場中における強磁性規則配列状態の生成過程の実験的観察—温度バルクハウゼン効果(TBE)—

非常に弱い弱強磁性を示すMn formate $2H_2O$ 結晶を試料として1mOe以下の極微弱磁場下における強磁性磁化領域の生成と成長を高感度SQUID磁束計による磁化—正確に言えばプラス向きとマイナス向きの磁化の代数和—の精密な測定をくり返している。この結晶では、磁化モーメントは通常の大さきの 10^{-3} のオーダーであり、弱強磁性の発現する転移温度 T_N は3.68Kであるので1mOe程度の磁場下では自発磁化の方向がどのようにしてゆくかと共に、そのゆらぎの様子を観察できる可能性がある。 T_N 点で帯磁率に非常にせまいピークがみられ $\varepsilon = (T - T_N)/T_N$ と十分にせまく決定できる事もこの結晶を利用している理由である。ところで実験は、事実、 T_N の極近傍 $|\varepsilon| \leq 0.1$ の領域において自発磁化の方向が定まらず、プラス マイナスにほぼ等しくゆれることを報告してきた⁽¹⁾

いすれ最終的には($\varepsilon \leq -0.1$ の領域では)、ゆれが止まってプラス(又はマイナス)の方向に磁化が成長する場合でも T_N 近傍常磁性の領域も含めてマイナス(又はプラス)の方向に磁化が成長することがある。ゆれやゆれの様相は試料の履歴に微妙に負っているようで、より更に詳細な実験事実を累積することによって、規則配列状態が成長して全領域にわたって均一になってゆく過程について新しい知見が得られつつあると思っている。

Figs 1AとBに特に極めどつた特徴的な挙動を二つ示す⁽²⁾。これらの挙動を実験的に再現する条件をまだ把えていないが上記の課題に対して重要な鍵を与えると期待している。

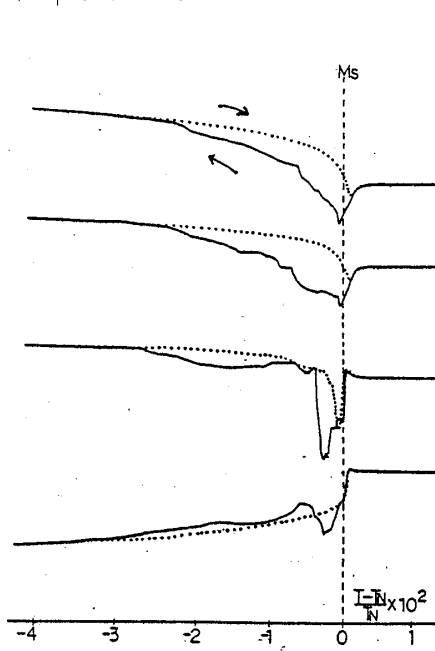


Fig. 1A Mn formate $2H_2O$ の磁化曲線にみられる T_N 近傍に現れるヒステリシス。図中実線は降温時、点線は昇温時

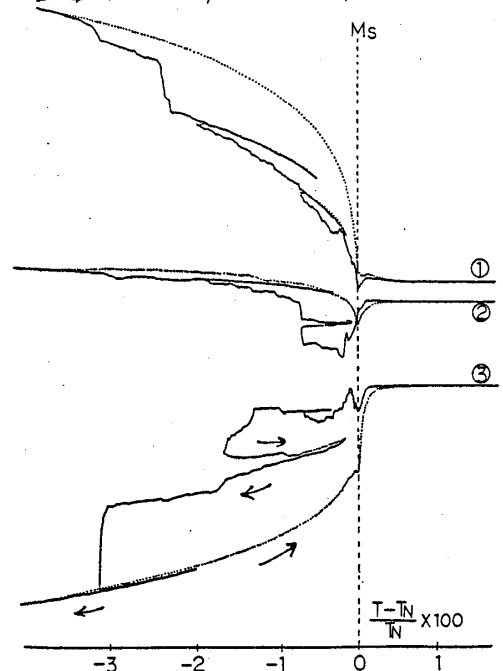


Fig. 1B 温度の下降→上昇→下降をくりかえす時にみられる特異なヒステリシス

先づ Fig. 1 A は T_N 近傍でしばしば観察される磁化 M_s の中のひらいたピークの出現である。試料の履歴やのものを正確に把握することの困難も含めて現在再現性の条件も明らかでないが、ピークが出現する時は常に T_N 近傍で出現することは試料中のミクロ磁石スピン配列の様相——もしこれが与えられれば——と転移点(温度)近傍におけるスピンの相関との関わり合いの知識を与えることは確かである。

次に Fig. 1 B は T_N 以上の高温から温度を下げてきて T_N 近傍で TBE が観察されるはじめに所(温度領域のある点)から温度を昇温に転じると M_s は降温時のゆらぎを示さないので、むしろなめらかな始端ブリルアン曲線に従って T_N に向って伸びてゆく。又その途中で再び降温に転じると、ちようどもとの昇温に転じた正にその点までブリルアン曲線に沿って戻ってゆき、そこから TBE のゆらぎを始める。このような過程はヒステリシスが存在する(し得る)ことは容易に予想し得るが、上述のようには特別な様相を示すことは、その機構が非常に今のせまい推測しか許さないように思われる。

計算機シミュレーションによって自発磁化領域の生成と成長過程についてスピン配置のミクロパターンと全体又は部分部分の磁化の変化挙動との対応関係もいろいろな条件下(後述)で詳細に調べることは、前述の実験とは別に、それぞれの条件下における磁化過程の機構について知見を与えるものと期待している。昨年秋から開始した 2次元正方格子(128×128)上のイジングスピン系の磁化過程とパターンの観察について報告する。

§2. 常磁性領域における海に浮かぶプラスとマイナスの島の観察

直観的な予想を言えば、常磁性領域で高温から次第に温度を下げてくるとき、外部磁場が全く零であるとするとき、広い磁化零の海の上にプラス方向又はマイナス方向にスピンの向きを強磁性的に与えた少数個数集団——プラス又はマイナスの島と呼ぶ——が現れたり消えたりし始める。

15年前に計算機実験グループ⁽³⁾によって行なわれた2次元正方格子上のイジングスピン系の相転移のシミュレーションにならって、しかる少し牛を加えて海の上にプラス、マイナスの島が生成、消滅する様相を時間と温度を変えながら調べてみた。牛を加えた点は、モンテカルロステップ(MCS)毎に($T=5, 25, 100$ など)各サイトのスピンの値を平均して、パターンに表出する。Figs. 2の A, B, C では、磁化の段階を5段階に分けて(井: プラスの島, 0: マイナスの島, 空白: 海, -1: 海の中の浅瀬), パターンを画いた。εプロの常磁性領域では、 $T \rightarrow \infty$ ではもちろん全面の海である。Figs. 2. A, B, C で $\varepsilon=0.01$, T はそれぞれ 5, 25, 100 にとった。このようには適当な平均時間をとれば、εプロであっても T_N の近傍ではかなり大きな島が生成することが見える。 T_N 近傍ではこの F) の大きな島が大きな速度で形を変えたり、生成・消滅することが見えた。このことは温度バルクハウゼン効果の T_N 近傍でのピークの出現と無関係ではないであろう。Fig. 2 D に $\varepsilon=0.1$, $T=25$ の例を示しておく。こうして見ると、島のサイズ、かたち、分布について、その数値としての変化を追跡できようと思われる。 T は測定時間に対応しているわけでは、これは全般にわたって一種のスケールン関係が存在するにちがいない。この研究では当面サイズに注目して整理を行う。もう一つ §1 の Fig. 1 A で示した実験的に見出される M_s

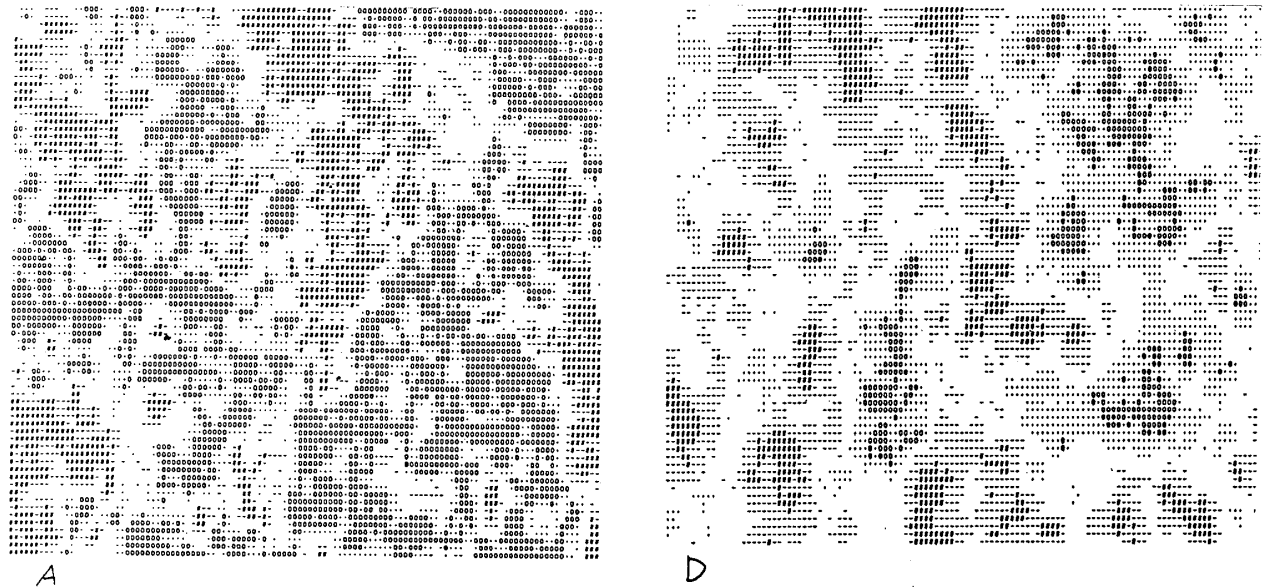


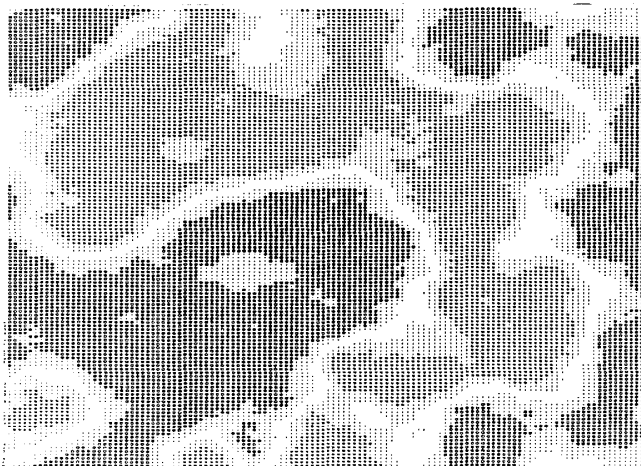
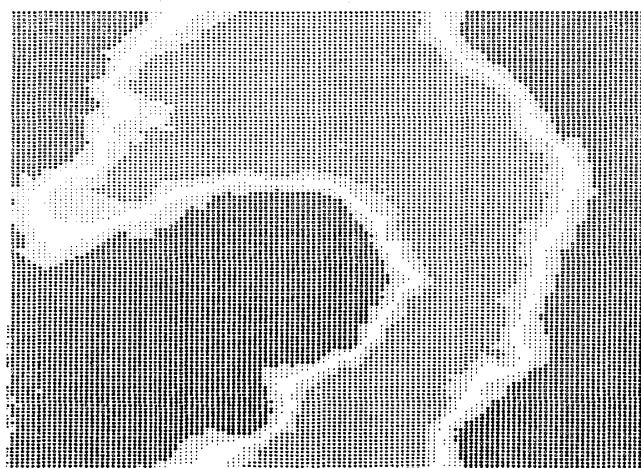
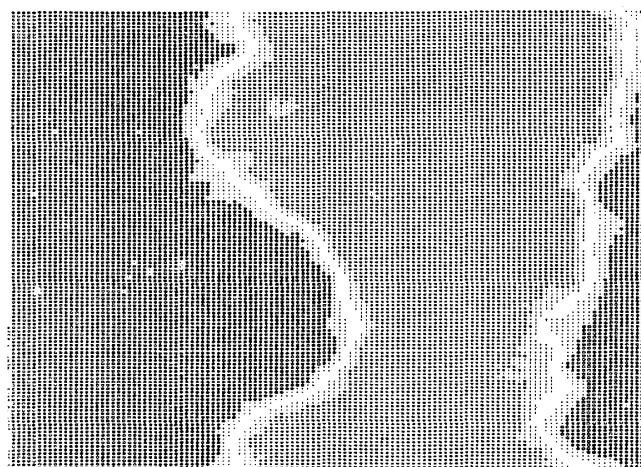
Fig.2 転移点より高温側に与えられる海に浮ぶプラス、マイナスの島の生成と消滅。A, B, Cはそれぞれ $\varepsilon = 0.01$, $\tau = 5, 25, 100$, Dは $\varepsilon = 0.1$, $\tau = 25$ 。

のピークが T_N 近傍で現れるかどうか。計算機実験では T_N 近傍で平衡に近い状態を実現することは殆んど不可能と思われるので、この対比には特に興味がある。

§3. ドメインの生成と消滅

転移点より低温側 ($\varepsilon < 0$) で §2. と同様の計算機実験を行ってみた。Fig.3は $\varepsilon = -0.1$, $\tau = 25$ の例で、時間 t の経過と共にパターンが変形する様子がよくわかる。時間 t はモンテカルロステップ単位で表わし、図のA, B, Cはそれぞれ $t = 25, 100, 800$ に対応している。島は合体して大きなドメインに成長している。海は、プラス、マイナスのドメインの間に細いカナルとなって存在している。海底の構造も表示するために、これらの図中では、磁化の程度を5段階に分けて、プラスやマイナスのドメインの周囲にある浅瀬をそれぞれ $-$ と \cdot の印で表わしてある。Fig.3Aで見られる曲りくねったカナルは、時間経過と共に単純な形になってゆくことがわかる。周期的境界条件を課してある

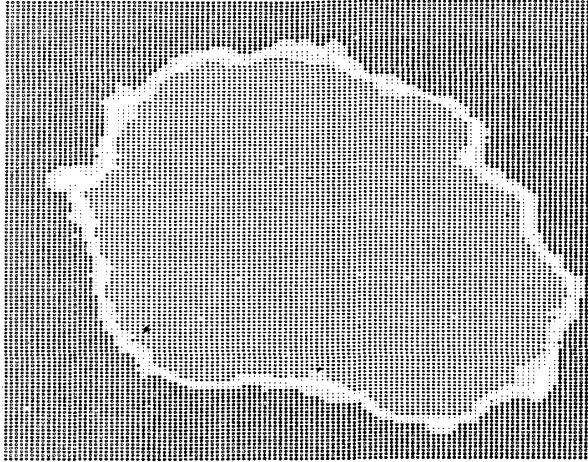


A $t=25$ B $t=100$ C $t=800$

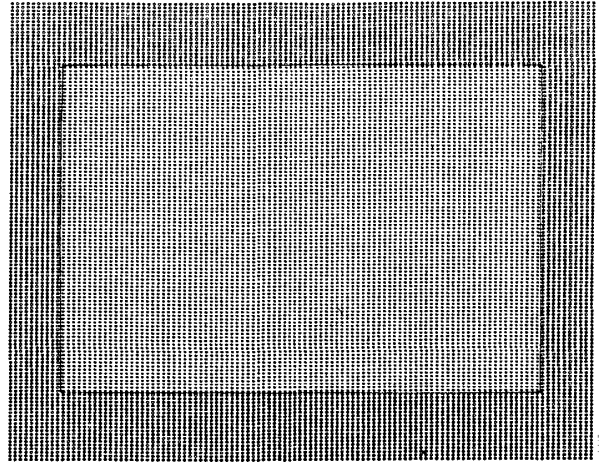
Figs 3 転移点より低温側 ($\varepsilon = -0.1$) におけるドメインの生成とくいつぶし合いの時間変化。よこ軸時間、たて軸 M_s による変化曲線と上図との対応から磁化過程のミクロな内容を追跡する。

ので Fig. 3C はストライプ状のパターンである。さらに時間を進めると、比較的短い周期でストライプの境界がまがったりのびたりする。また、これよりずっと長い周期でストライプの平均的な巾が大きくなったり小さくなったりすることを観察している。

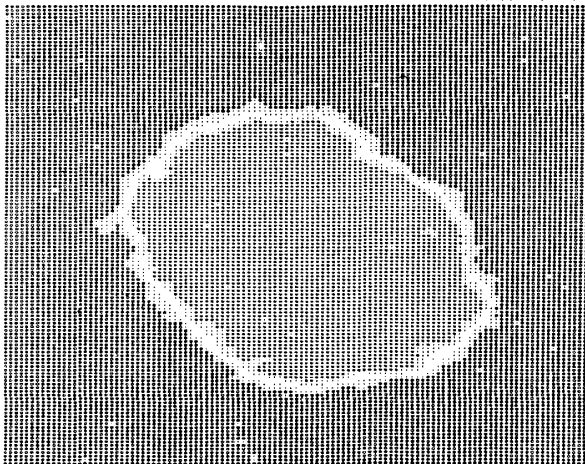
以上のようなドメイン境界線の動きに特に興味をもって — とりわけその温度依存性に注目して、Figs 4 で示す一連の実験を行った。まず Fig 4D に示すような、四角形をした人工的なドメインを作っておきモンテカルロ計算を開始する。時間の経過と共に、初め四角形をしていたプラスのドメインは角がとれて丸くなり、その大きさが次第に小さくなる (Fig 4 A, B, C)。これは $\varepsilon < 0$ でもとりわけ低温側 ($\varepsilon = -0.2$) でのドメインの動きである。これに対してもっと T_N に近い所 ($\varepsilon = -0.01$) では、 ε が負の領域であっても、四角形のドメインは縁からもドメイン内部からもこわれることがよくわかる。Fig 4E ではもっと高温にして $\varepsilon = 0.1$ の例を示してある。25 モンテカルロ計算を進めた時点で、ドメインはすでにこぼれはこわれてしまう様子がわかる。これらの実験より以下のことが結論される。 ε が十分に負の領域では、ドメインの境界がはつきりしており、その部分だけがエネルギー的に不安定になっている。その部分に一種の界面エネルギーというものがある。一般的に系はこのエネルギーを小さくする方向に動くので、曲がった境界線はまっすぐに、又、長い境界線は短かい境界線になるようにする傾向がある。これに対して同じ ε が負の領域でも T_N にずっと近い所では、ドメイン (又は言い方を換えれば境界線) というものの自体にはっきりとした意味を与えにくくなる。そこでは



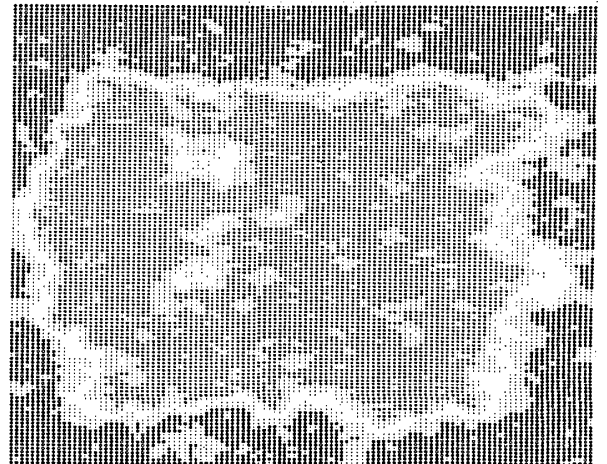
A $\epsilon = -0.2$, $t = 100$



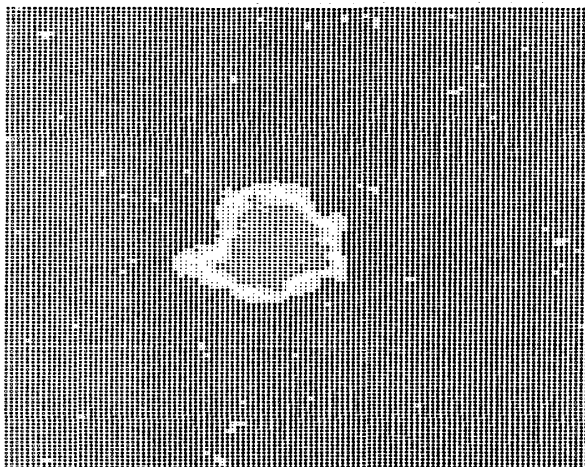
D $t = 0$



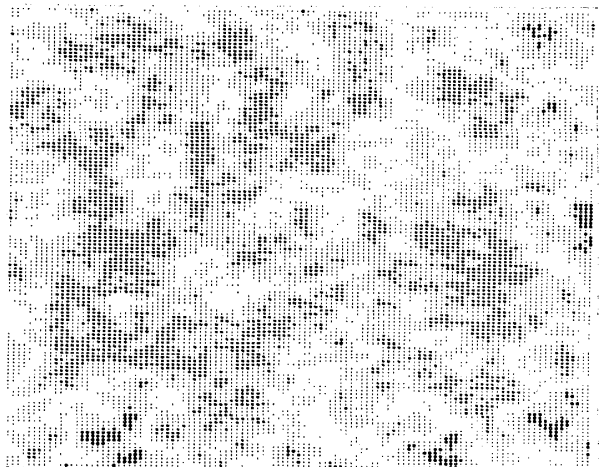
B $\epsilon = -0.2$, $t = 225$



E $\epsilon = -0.01$, $t = 25$



C $\epsilon = -0.2$, $t = 525$



F $\epsilon = +0.1$, $t = 25$

Figs. 4 四角形をした人工的ドメイン形状の時間変化。Dで示した四角形ドメインは、十分に低温 ($\epsilon = -0.2$) では A, B, C の順にその形, サイズが変化する。低温側でも T_N の近くでは ($\epsilon = -0.01$), E のようにドメイン内部からもパターンがこぼれる。F は $\epsilon = +0.1$ の例。

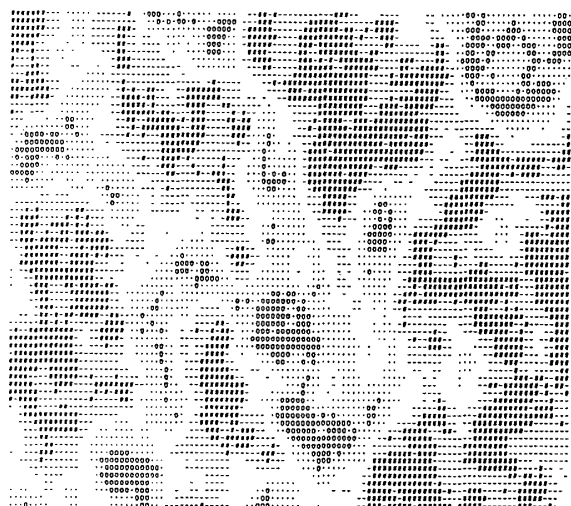
研究会報告

ドメインの合体・分割・生成・消滅がみんぱんにくりかえされている。しかもそのYの形の変化の仕方がFig4下のF) なのなのである。これらのドメイン形状の変化に関する知見は TBE の実験でTN近傍のピークの出現を理解する上で重要な手がかりとなるであろう。Fig.1A をもう一度見ると、ピークはTNより高側でも、また低温側でも発生しているのである。

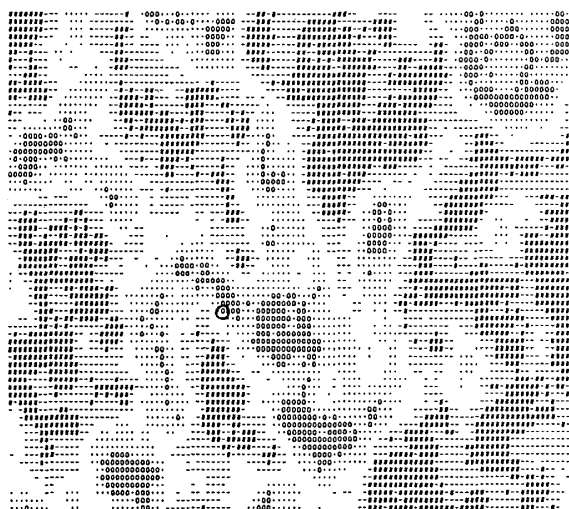
§ 4. 相関の伝播と相関の長さ

前節でFig.1B に対応するMs の変化とパターンとの対応の類似を求める1つの試みを示したが、そこで観測されているヒステリシスを理解することは一筋縄ではいかない。方向を変えた接近の仕方として、不純物固定方向スポンからの相関の伝播の様相を追ってみる。

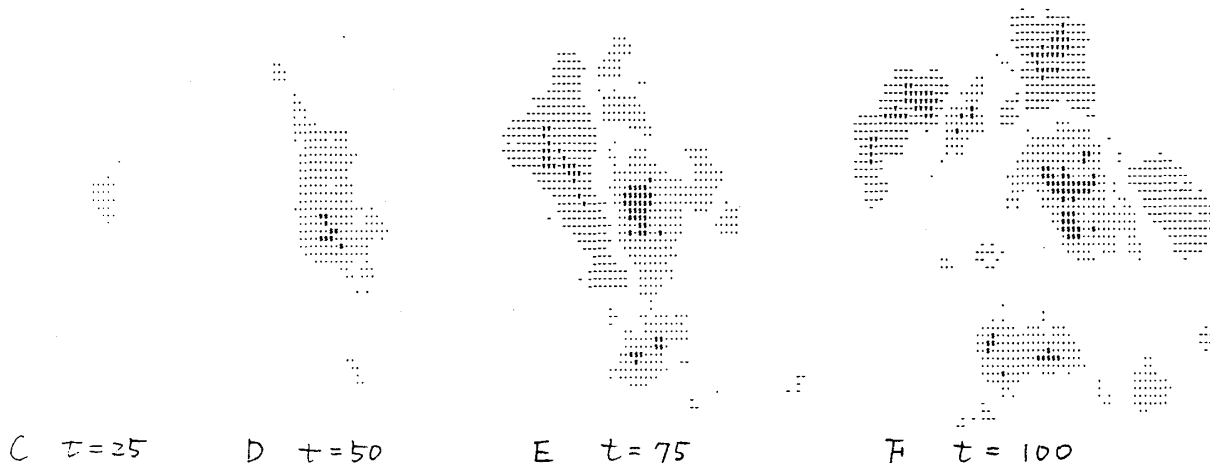
Fig5A は最初全ランダムなスポン配列 ($T \rightarrow \infty$ 対応) から出発して、 $\varepsilon = 0.01$ の温度でモンテカルロ計算を実行して作成したパターンである。島の表示は各サイトの磁化を ± 1 の間で5等分する方法によっている。Fig.3 と同様に海底の浅瀬も表示してある。こ



A 不純物なし $T=25$



B 不純物(0.01)含む $T=25$



C $T=25$

D $T=50$

E $T=75$

F $T=100$

Figs.5 不純物スポンがパターンに及ぼす影響の伝播。とど1つの不純物スポンの存在が、比較的短時間のうちに パターン全面に影響を及ぼす。

れと同様の実験を常にマシスの向きをモフ不純物スピン1ヶ入れて行ってみた。Fig. 5Bがその結果である。不純物スピンは丸印で示してある。これらの2つの実験では全く同じ乱数の系列を用いてあるので、当然のことながら不純物の周辺を除けば、不純物を入れた場合と入れない場合のZのパターンは各モニターカルロスステップで全く同等である。Fig. 5AとFig. 5Bの差異を明確にするために、Zの2つのパターンの差を計算して表示するとFig. 5Cを得る。このような仕方で不純物スピンが入ったことによるパターンへの影響を各モニターカルロスステップ毎に調べ、その時間変化を追って行くとFigs 5C, D, E, Fのようになる。ここで白い部分はZの2つのパターンに差がない所、・やーのマークで示した部分は小さな差のあった所、■や半で示した部分は、大きな差のある部分を示している。時間にはモニターカルロスステップ数単位で表示すると、各図はそれぞれ $t=25, 50, 75, 100$ に対応している。温度を変えて一連の実験から、伝搬速度は温度が高い程大きくなるこゝがわかる。

次に相関距離にわたる量をパターンの中から導出することを試みる。適当な大きさの不純物スピンのかたまりを作って置いて、その周囲のローカルな磁化(時間平均したもの)を求めたのである。当然のことながら十分に長い時間にならって平均をとれば、 $\varepsilon > 0$ の場合、不純物から遠い所では $M_s \rightarrow 0$ となる。他方、不純物スピンの近い所では不純物スピンと同じ向きをとる確率が大きい(である)。Fig. 6は 4×4 のプラス不純物スピン(図中ワクで囲って示した)の周囲にプラスのスピンが発生している例を示した。不純物スピンの中心とするこの島の形や大きさは、時間と共にゆらいており一方向的にどんどん大きくなることはない。このローカルな平均的磁化 M_s が不純物スピンのへりから測った距離と共に減少する様子を種々の温度でおめてみた。Fig. 7からわかるように、高温($\varepsilon = 0.1$)では極めて小さな相関を示すが、 T_N 近傍($\varepsilon = 0.005$)では周期的境界条件が問題にな



Fig. 6 4×4 のプラス不純物スピンの中心として発生した島とその周囲の浅瀬。
 $\varepsilon = 0.1$, $t = 25$

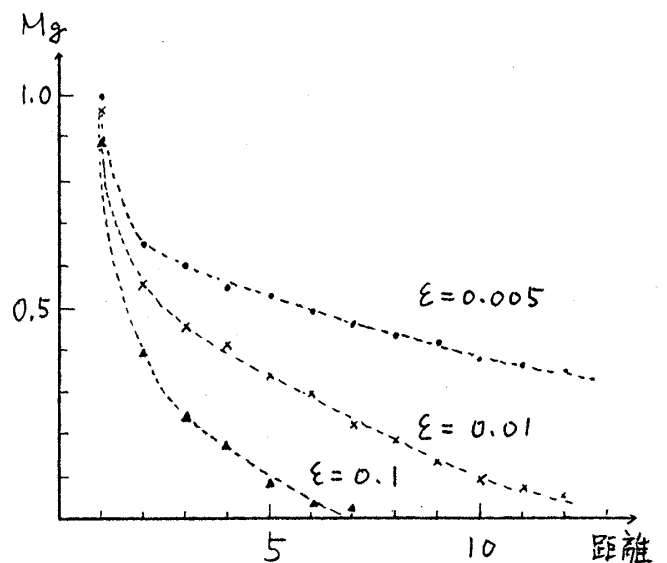


Fig. 7 4×4 プラス不純物スピン周囲のローカルな磁化の時間平均値。距離は不純物スピンのへりから測り、格子サイズを単位にしている。

研究会報告

る程度まで相関が与んでいる。

この研究全般にわたって我々の目指しているのは、これまで幾枚かの Fig. に示した計算機実験によって得られたスピンのミクロなパターンそのものとそれぞれの時刻における M_s の値との対比の中からスピンの配列の生成あるいは消滅の過程の機構について新しい観点を求めることであつた。そのために今ここで示したような例えは相関距離といった統計量を求める方法などを積み上げてゆくことが有効かつ必要であると考えている。もう一つ、筆者らは計算機シミュレーションは現実の実験とはある意味で独立に系の中にある論理構造を発見することが重要であると考えている。ここでも Mn^{+2} という多分にハイゼンベルグ的スピン系に対して、二次元イジングスピン系でのシミュレーションを対比しているのは、異質の系の中に類似の現象を見出すことがより抽象化した論理構造を見出せると期待しているからである。(4)

文献

- (1) Ishizuka M., Tohi Y. and Haseda T.; J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 3611.
- (2) 中越 明, 長谷田泰一郎 未発表.
- (3) Ogita N. et al.; J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 26 (1969) 145.
- (4) 長谷田泰一郎; 日本物理学会誌 40 (1985) 897.